КИНЕМАТИКА
И ФИЗИКА
НЕБЕСНЫХ
ТЕЛ том 3 N 5 1987

УДК 521.92:530.12+521.15

Поступательно-вращательное движение пробного твердого тела в релятивистской небесной механике

Н. Н. Васильев, А. В. Воинов

Двумя различными методами (первый опирается на принцип эквивалентности и уравнения второй девиации геодезических; второй — на разложения мультипольного формализма) получены уравнения поступательного и вращательного движения пробного твердого тела относительно переменных, непосредственно связанных с наблюдаемыми величинами.

TRANSLATIONAL AND ROTATORY MOVEMENT OF A TEST RIGID BODY IN THE RELATIVISTIC CELESTIAL MECHANICS, by Vasil'ev N. N., Voinov A. V. — Equations of translational and rotatory movement of a test rigid body are obtained in terms of variables closely related with astronomically observable quantities. These equations are derived by two different methods. The first one is based on the equivalence principle and the equation of the second geodetic deviation. The second method involves the multipole formalism expansions.

В настоящее время в связи со стремительно повышающейся точностью наблюдений появилась не только возможность проверки, но и необходимость учета основных релятивистских эффектов в движении небесных тел. Поэтому (и в силу сложности процедуры интерпретации наблюдений в ОТО) на первый план выдвигаются задачи релятивистского описания систем отсчета и корректного сопоставления предсказаний теории с данными наблюдений. Для небесной механики здесь важна прежде всего проблема движения, которая (в общей формулировке) достаточно сложна и на чисто координатном языке [1, 9], а в терминах наблюдаемых величин становится совершенно необозримой. Приближение пробного тела дает существенное упрощение и приводит к достаточно простым и применимым к большинству астрономических объектов уравнениям (уравнения Папапетру [6, 8, 10]). Однако несмотря на успехи исследования и применения этих уравнений в рамках монадного формализма [2], существуют трудности их интерпретации в астрономической практике, так как используемый в них для описания вращения тензор спина сложно связан с реально наблюдаемыми величинами.

Далее будут получены уравнения движения пробного твердого тела относительно величин, непосредственно связанных с наблюдаемыми; в частности, будет рассмотрена эволюция системы отсчета наблюдателя на поверхности вращающегося тела. Два разных подхода к описанию движения пробных тел основаны на общем математическом формализме, который приведем без подробных выкладок.

Рассмотрим произвольную мировую линию

$$x^{\alpha} = x^{\alpha}(s) \tag{1}$$

и введем на ней тетраду

$$e^{\alpha}_{(\beta)},\ e^{\alpha}_{(0)} = u^{\alpha} = \frac{dx^{\alpha}}{ds}, \tag{2}$$

переносимую вдоль $x^{\alpha}(s)$ по закону

$$\frac{De^{\alpha}_{(\mu)}}{Ds} = (w^{\alpha}u_{\lambda} - u^{\alpha}w_{\lambda} + \Omega^{\alpha}_{\cdot\lambda})\, e^{\lambda}_{(\mu)}, \tag{3}$$

где $\Omega^{\alpha}_{\cdot\lambda}$ — матрица пространственного вращения тетрады. При этом

$$w^{\alpha} = \frac{Du^{\alpha}}{Ds}, \quad \Omega^{\alpha\beta} = -\Omega^{\beta\alpha}, \quad \Omega^{\alpha}_{\cdot\lambda}u^{\lambda} = 0. \tag{4}$$

Теперь введем однопараметрическое семейство геодезических

$$y^{\alpha} = y^{\alpha}(\sigma, s), \tag{5}$$

где σ — параметр вдоль геодезической, s нумерует сами линии и семейство тетрад

$$h^{\alpha}_{(\mu)} = h^{\alpha}_{(\mu)}(\sigma, s), \tag{6}$$

подчинив их условиям

$$\left\{\begin{aligned} &\frac{Dh^{\alpha}_{(\mu)}}{D\sigma} = \Omega^{\alpha}_{\cdot\lambda}h^{\lambda}_{(\mu)}, \quad h^{\alpha}_{(0)} = v^{\alpha}, \\ &v^{\alpha} = \frac{dy^{\alpha}}{d\sigma}, \quad y^{\alpha}(0, s) = x^{\alpha}(s), \\ &u^{\alpha}(s) = v^{\alpha}(0, s). \end{aligned}\right. \tag{7}$$

Каждую геодезическую из семейства (5) естественно назвать оскулирующей по отношению к мировой линии (1). В частности, из (7) следует

$$\left.\frac{DA^{\alpha\cdots}_{\beta\cdots}}{Ds}\right|_{\sigma=0} = \left.\frac{DA^{\alpha\cdots}_{\beta\cdots}}{D\sigma}\right|_{\sigma=0}. \tag{8}$$

Для произвольного вектора v^{α} можно определить его экспоненциальное отображение в пространство-время, рассматривая этот вектор и точку x^{α}, в которой он определен, как начальные данные для уравнения геодезических. Решение этих уравнений даст линию

$$\gamma^{\alpha} = \gamma^{\alpha}(s) \tag{9}$$

при $\gamma^{\alpha}(0) = x^{\alpha}$, и

$$\frac{d\gamma^{\alpha}}{ds}(0) = v^{\alpha}. \tag{10}$$

Экспоненциальным образом вектора v^{α} будет точка пространства-времени $\gamma^{\alpha}(1)$. Такое отображение является локальным диффеоморфизмом, что позволяет переносить любые объекты пространства-времени в касательное пространство.

Рассмотрим систему координат

$$(\sigma, \xi), \tag{11}$$

координатные линии которой суть геодезические, выпущенные вдоль тетрады $h^{\alpha}_{(\mu)}$. В этой системе координат

$$\begin{gathered} \Gamma^{i}_{0j}|_{\xi=0} = \Omega^{i}_{\cdot j}, \quad \Gamma^{\alpha}_{\beta\gamma}|_{\xi=0} = 0, \\ \Gamma^{i}_{00,j}|_{\xi=0} = \frac{D\Omega^{i}_{\cdot j}}{Ds} + \Omega^{i}_{\cdot k}\Omega^{k}_{\cdot j} + R^{i}_{\cdot 0j0}, \\ \Gamma^{i}_{0j,k}|_{\xi=0} = R^{i}_{\cdot jk0}, \\ \Gamma^{i}_{00,jk}|_{\xi=0} = -R_{j0k0;i} + 2\Omega^{m}_{\cdot j}R^{i}_{\cdot mk0} + 2\Omega^{m}_{\cdot k}R^{i}_{\cdot mj0}. \end{gathered} \tag{12}$$

В дальнейшем знак $|_{\xi=0}$ будем опускать. Случай $\Omega^{\alpha}_{\cdot\lambda} = 0$ дает обычную геодезическую систему координат.

2*

Перейдем к выводу уравнений движения. Идея первого из предлагаемых подходов состоит в том, чтобы рассматривать векторное поле девиации геодезических [4] как некоторое поле сил и затем использовать классические уравнения движения твердого тела. Однако при этом выясняется, что надо использовать вторую геодезическую девиацию, так как обычное уравнение Якоби линейно и сразу дает геодезическое движение центра масс и параллельный перенос вектора углового момента для сферических пробных тел. Поэтому мы сохраняем в уравнениях девиации геодезических все члены второго порядка по отклонению от опорной геодезической. Так как векторное поле вариации геодезических определено в пространстве касательного расслоения к пространству-времени, то само тело в каждый момент времени необходимо спроектировать в локальное касательное пространство, что делается с помощью обратного экспоненциального отображения.

Следует уточнить используемое в этой работе понятие движения твердого тела. Для пробного твердого тела постулируем связь

$$\dot{\xi}^{\alpha} = \delta u^{\alpha} + \hat{\Omega}^{\alpha}{}_{\beta}\xi^{\beta}, \tag{13}$$

где $\dot{\xi}^{\alpha}$ — скорость; ξ^{α} — положение точки внутри тела; $\hat{\Omega}^{\alpha\beta}$ — матрица вращения (в строящейся в каждый момент времени свободно падающей геодезической системе отсчета). В этой системе отсчета тело будет иметь ненулевое 4-ускорение. По этой причине такую систему надо строить в каждый момент заново. Отметим, что соотношение (13) не будет выполняться в системе нормальных координат Ферми [4], строящихся в окрестности мировой линии тела. Добавим, что понятие мгновенно инерциальной системы отсчета используется и в классическом описании движения твердого тела [3].

В геодезической системе координат запишем уравнение девиации (сохраняя члены второго порядка)

$$\frac{d}{d\sigma}(\dot{x}^{\alpha} + \dot{\xi}^{\alpha}) + \Gamma^{\alpha}_{\lambda\mu}(x^{\alpha} + \xi^{\alpha})(\dot{x}^{\lambda} + \dot{\xi}^{\lambda})(\dot{x}^{\mu} + \dot{\xi}^{\mu}) = \frac{d\dot{x}^{\alpha}}{d\sigma} + \frac{d\dot{\xi}^{\alpha}}{d\sigma} +$$

$$+ \Gamma^{\alpha}_{\lambda\mu,\rho}\xi^{\rho}(\dot{x}^{\lambda} + \dot{\xi}^{\lambda})(\dot{x}^{\mu} + \dot{\xi}^{\mu}) + \frac{1}{2}\Gamma^{\alpha}_{\lambda\mu\rho\sigma}\xi^{\rho}\xi^{\sigma}\dot{x}^{\lambda}\dot{x}^{\mu} = \frac{D\dot{\xi}^{\alpha}}{D\sigma} + R^{\alpha}_{\lambda\rho\mu}\dot{x}^{\lambda}\xi^{\rho}\dot{x}^{\mu} +$$

$$+ 2R^{\alpha}_{\cdot\rho\mu\lambda}\dot{x}^{\lambda}\dot{\xi}^{\mu}\xi^{\rho} + \frac{1}{2}R_{\rho\lambda\sigma\mu;\gamma}\dot{x}^{\lambda}\dot{x}^{\mu}\xi^{\rho}\xi^{\sigma}\eta^{\alpha\gamma} = 0, \tag{14}$$

где точкой над буквой обозначено $\dfrac{d}{d\sigma}$.

Введем тело конечных, но малых размеров с функцией плотности

$$\rho = \rho(s, \xi), \tag{15}$$

переносимой в касательное пространство с помощью обратного экспоненциального отображения относительно точек линии центра масс, определяемых из выражения

$$\int \dot{\xi}^{i}\rho(s, \xi)\, d^{3}\xi = 0. \tag{16}$$

Рассмотрим в каждый момент s свободно падающую вдоль оскулирующей геодезической систему отсчета, заданную тетрадой (6).

Точки тела при отсутствии взаимодействия двигались бы вдоль геодезических, мало отклоняющихся (на небольшом интервале) от кривой $y^{\alpha}(\sigma, s)$. Такое движение описывается уравнением (14). Наложив на точки тела связь (13) и проинтегрировав (14) в касательном пространстве по объему тела, получим уравнение относительного движения центра масс

$$m\frac{D\delta u^{\alpha}}{D\sigma}+2I^{\sigma\rho}\hat{\Omega}^{\mu}_{\cdot\sigma}R^{\alpha}_{\cdot\rho\mu\lambda}v^{\lambda}+\frac{1}{2}g^{\alpha\gamma}I^{\rho\sigma}R_{\rho\lambda\sigma\mu;\gamma}v^{\mu}v^{\lambda}=0, \tag{17}$$

где

$$\begin{cases} m=\int\rho d^3\xi, \\ I^{ij}=\int\xi^i\xi^j\rho d^3\xi. \end{cases} \tag{18}$$

Учитывая, что

$$u^{\alpha}=v^{\alpha}+\delta u^{\alpha} \tag{19}$$

и в момент оскуляции

$$\delta u^{\alpha}=0, \tag{20}$$

а также соотношение (8), окончательно получаем

$$m\frac{Du_{\alpha}}{Ds}+2I^{\sigma\rho}\hat{\Omega}^{\mu}_{\cdot\sigma}R_{\alpha\rho\mu\lambda}u^{\lambda}+\frac{1}{2}I^{\rho\sigma}R_{\rho\lambda\sigma\mu;\alpha}u^{\lambda}u^{\mu}=0. \tag{21}$$

Аналогично, вычислив момент первого порядка уравнения (14), получим динамические уравнения Эйлера

$$\varepsilon^{[\alpha}_{\gamma}\varepsilon^{\beta]}_{\delta}\left(I^{\gamma\lambda}\frac{D\hat{\Omega}^{\delta}_{\cdot\lambda}}{Ds}+I^{\gamma\lambda}\hat{\Omega}^{\mu}_{\cdot\lambda}\hat{\Omega}^{\delta}_{\cdot\mu}+I^{\gamma\lambda}R^{\delta}_{\cdot\mu\lambda\delta}u^{\mu}u^{\sigma}\right)=0, \tag{22}$$

где $\varepsilon^{\mu}_{\nu}=\delta^{\mu}_{\nu}-u^{\mu}u_{\nu}$.

Теперь рассмотрим движение пробного тела на основе другого подхода, опирающегося на уравнения

$$T^{\alpha\beta}_{;\beta}=0, \tag{23}$$

где $T^{\alpha\beta}$ — тензор энергии-импульса, и на мультипольный формализм, согласно которому эволюция динамических параметров тела описывается в терминах интегралов

$$t^{i_1i_2\ldots i_n\alpha\beta}=\int\xi^{i_1}\ldots\xi^{i_n}\tilde{T}^{\alpha\beta}d^3\xi, \tag{24}$$

где $\tilde{T}^{\alpha\beta}$ — экспоненциальный прообраз тензора энергии-импульса тела.

Вычислив дивергенцию подынтегральной функции в (24) с учетом (23), получим бесконечную систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\begin{cases} \frac{d}{d\sigma}(t^{0\alpha})+t^{\mu\nu}\Gamma^{\alpha}_{\mu\nu}+t^{i\mu\nu}\Gamma^{\alpha}_{\mu\nu,i}+\frac{1}{2}t^{ij\mu\nu}\Gamma^{\alpha}_{\mu\nu,ij}+\ldots=0, \\ \frac{d}{d\sigma}(t^{i0\alpha})-t^{i\alpha}+t^{i\mu\nu}\Gamma^{\alpha}_{\mu\nu}+t^{ij\mu\nu}\Gamma^{\alpha}_{\mu\nu,j}+\ldots=0, \\ \frac{d}{d\sigma}(t^{ij0\alpha})-2t^{(ij)\alpha}+t^{ij\mu\nu}\Gamma^{\alpha}_{\mu\nu}+\ldots=0. \end{cases} \tag{25}$$

Выделим из величин $t^{i_1\ldots i_n\alpha\beta}$ проекции на 4-скорость центра масс

$$\begin{cases} t^{\alpha\beta}=mu^{\alpha}u^{\beta}+m^{\alpha}u^{\beta}+m^{\beta}u^{\alpha}+m^{\alpha\beta}, \\ t^{i\alpha\beta}=n^iu^{\alpha}u^{\beta}+n^{i\alpha}u^{\beta}+n^{i\beta}u^{\alpha}+n^{i\alpha\beta}, \\ t^{ij\alpha\beta}=I^{ij}u^{\alpha}u^{\beta}+I^{ij\alpha}u^{\beta}+I^{ij\beta}u^{\alpha}+I^{ij\alpha\beta}, \end{cases} \tag{26}$$

где, очевидно,

$$u^{\alpha}=\delta^{\alpha}_0+\omega^{\alpha}(s)\sigma+\ldots \tag{27}$$

Равенства (26) служат также определениями величин **m**, **n**, **I**. Уравнения (25) описывают движение пробного тела с произвольным распределением энергии-импульса, поэтому они не дают замкнутой, готовой к решению системы. Уже в дипольном приближении (когда $t^{i_1\ldots i_s\alpha\beta}=0$ при $n\geqslant 2$), не учитывающем внутренней структуры тела, возникает необходимость привлечения дополнительных условий, физический смысл которых неоднократно обсуждался [5].

В квадрупольном приближении (когда $t^{i_1\ldots i_n\alpha\beta}=0$ при $n\geqslant 3$) произвольность еще более усиливается. Самый простой способ ее ликвидации — рассмотреть случай движения твердого тела, которое мы определим здесь аналогично [7].

Предположим, что тело неподвижно относительно тетрады (2) и, следовательно, относительно тетрады (6). Тогда

$$\begin{cases} m^{\alpha} = m^{\alpha\beta} = 0, \\ n^{i\alpha} = n^{i\alpha\beta} = 0, \\ I^{ij\alpha} = I^{ij\alpha\beta} = 0. \end{cases} \tag{28}$$

При этом $n^i=0$ (по определению центра масс). Подставляя (12) и (26) в (25), получаем в квадрупольном приближении

$$\begin{cases} \dfrac{d}{d\sigma}(mu^{\alpha}) + \dfrac{1}{2} I^{ij}\Gamma^{\alpha}_{00.ij} = 0, \\ I^{ij}\Gamma^{k}_{00.j} = 0, \\ \dfrac{d}{d\sigma}(I^{ij}u^{\alpha}) = 0. \end{cases} \tag{29}$$

С помощью тетрады (6) распространяем (29) на глобальную систему координат, проводя (где необходимо) антисимметризацию и пространственное проектирование

$$mw_{\alpha} + 2I^{\lambda\nu}\Omega^{\mu}_{\cdot\nu}R_{\alpha\mu\lambda\gamma}u^{\gamma} + \frac{1}{2} I^{\lambda\nu}R_{\lambda\gamma\nu\delta;\alpha}u^{\gamma}u^{\delta} = 0, \tag{30}$$

$$\varepsilon^{[\alpha}_{\gamma}\varepsilon^{\beta]}_{\delta}\left(I^{\gamma\lambda}\frac{D\Omega^{\delta}_{\cdot\lambda}}{Ds} + I^{\gamma\lambda}\Omega^{\mu}_{\cdot\lambda}\Omega^{\delta}_{\cdot\mu} + I^{\gamma\lambda}R^{\delta}_{\cdot\mu\lambda\sigma}u^{\mu}u^{\sigma}\right) = 0, \tag{31}$$

$$\varepsilon^{(\alpha}_{\gamma}\varepsilon^{\beta)}_{\delta}\frac{DI^{\gamma\delta}}{Ds} = 2\Omega^{(\alpha}_{\cdot\lambda}I^{\beta)\lambda}. \tag{32}$$

Видно, что (30) и (31) полностью согласуются с (21) и (22) при $\Omega^{\alpha\beta}=\hat{\Omega}^{\alpha\beta}$. Это свидетельствует об эквивалентности описанных подходов для твердого тела во втором порядке по степеням линейных размеров тела, несмотря на различие моделей. В связи с этим важно отметить существенность выбора локальной системы координат, в которой записываются базовые соотношения первого и второго подходов. Так, в члены второго порядка в уравнениях девиации входят обычные производные, а не ковариантные, так что они не имеют тензорного вида. Окончательные же уравнения движения записываем в общековариантном виде. Наш выбор мгновенно инерциальной системы отсчета диктуется принципом эквивалентности.

Далее отметим, что в (22) и (31) можно перейти к квадрупольным моментам

$$\tilde{I}^{\alpha\beta} = I^{\alpha\beta} - \frac{1}{3} I^{\lambda}_{\cdot\lambda}(u^{\alpha}u^{\beta} - g^{\alpha\beta}). \tag{33}$$

В (21) и (30) это возможно лишь при $R_{\alpha\beta}=0$, т. е. в пустом пространстве, что далее будет подразумеваться, так как соответствует обычной астрономической ситуации.

Для сопоставления с уравнениями Папапетру в традиционной форме введем величину

$$S^{\lambda\mu} = 2I^{\nu[\lambda}\Omega^{\mu]}_{\cdot\nu}, \tag{34}$$

и с учетом (33) и тождеств Риччи записываем (21), (22), (30) и (31) в виде

$$\begin{cases} m w_\alpha - \dfrac{1}{2} S^{\lambda\mu} R_{\alpha\gamma\lambda\mu} u^\gamma + 2\tilde{I}^{\nu(\lambda}\Omega^{\mu)}_{\cdot\nu} R_{\alpha\mu\lambda\gamma} u^\gamma + \dfrac{1}{2}\tilde{I}^{\lambda\nu} R_{\lambda\gamma\nu\delta;\alpha} u^\gamma u_\delta = 0, & (35) \\ \varepsilon^{[\alpha}_{\gamma}\varepsilon^{\beta]}_{\delta}\left(\dfrac{\partial S^{\gamma\delta}}{Ds} + \tilde{I}^{\gamma\lambda} R^{\delta}_{\cdot\mu\lambda\sigma} u^\mu u^\sigma\right) = 0. & (36) \end{cases}$$

Видно, что при $\tilde{I}^{\alpha\beta} = 0$, т. е. для «релятивистски-сферического» тела (35) и (36) совпадают с уравнениями Папапетру в дипольном приближении при дополнительном условии

$$S^{\alpha\beta} u_\beta = 0. \tag{37}$$

Уравнения вращательного движения (22) и (31) представляют собой релятивистские обобщения классических уравнений Эйлера, поэтому их целесообразно записать в репере главных осей инерции.

Введем обозначения

$$\begin{cases} e^{\alpha}_{(i)} = (\xi^\alpha, \eta^\alpha, \zeta^\alpha), \\ \Omega^{\alpha\beta} = 2p\eta^{[\alpha}\zeta^{\beta]} + 2q\zeta^{[\alpha}\xi^{\beta]} + 2r\xi^{[\alpha}\eta^{\beta]}, \\ \hat{I}^{\alpha\beta} = A\xi^\alpha\xi^\beta + B\eta^\alpha\eta^\beta + C\zeta^\alpha\zeta^\beta, \\ \hat{I}^{\alpha\beta} = I^{\alpha\beta} - I^{\lambda}_{\cdot\lambda}(u^\alpha u^\beta - g^{\alpha\beta}). \end{cases} \tag{38}$$

Добавляя (3), получаем замкнутую систему уравнений поступательно-вращательного движения

$$m\frac{Du_\alpha}{Ds} + 2I^{\lambda\nu}\Omega^{\mu}_{\cdot\nu} R_{\alpha\mu\lambda\gamma} u^\gamma + \frac{1}{2}\tilde{I}^{\lambda\nu} R_{\lambda\gamma\nu\delta;\alpha} u^\gamma u^\delta = 0, \tag{39}$$

$$\begin{cases} A\dfrac{dp}{ds} + (B - C)qr = (B - C) R_{\alpha\gamma\beta\delta}\eta^\alpha\zeta^\beta u^\gamma u^\delta, \\ B\dfrac{dq}{ds} + (C - A)rp = (C - A) R_{\alpha\gamma\beta\delta}\zeta^\alpha\xi^\beta u^\gamma u^\delta, \\ C\dfrac{dr}{ds} + (A - B)pq = (A - B) R_{\alpha\gamma\beta\delta}\xi^\alpha\eta^\beta u^\gamma u^\delta, \end{cases} \tag{40}$$

$$\begin{cases} \varepsilon^{\alpha}_{\lambda}\dfrac{D\xi^\lambda}{Ds} = q\zeta^\alpha - r\eta^\alpha, \\ \varepsilon^{\alpha}_{\lambda}\dfrac{D\eta^\lambda}{Ds} = r\xi^\alpha - p\zeta^\alpha, \\ \varepsilon^{\alpha}_{\lambda}\dfrac{D\zeta^\lambda}{Ds} = p\eta^\alpha - q\xi^\alpha. \end{cases} \tag{41}$$

В заключение отметим, что уравнения (39)—(41) записаны в переменных, сравнительно просто связанных с наблюдаемыми величинами. Можно показать (например, переходя в (41) к углам Эйлера), что переменными, подлежащими определению из (40), (41), являются углы между векторами и их производные по собственному времени центра инерции тела, т. е. величины, измеряемые астрономическими методами. Поэтому уравнения (39)—(41) удобны для практических приложений.

1. *Брумберг В. А.* Релятивистская небесная механика.— М. : Наука, 1972.— 384 с.
2. *Владимиров Ю. С.* Системы отсчета в теории гравитации.— М. : Энергоиздат, 1982.— 256 с.
3. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Механика.— М. : Наука, 1965.— 204 с.
4. *Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж.* Гравитация. Т. 1.— М. : Мир, 1977.— 475 с.
5. *Рябушко А. П.* Движение тел в общей теории относительности.— Минск : Вышэйшая школа, 1979.— 237 с.
6. *Dixon W. G.* Extended bodies in general relativity. Their description and motion // Isolated gravitating systems in general relativity.— Amsterdam, 1979.— P. 156—180.
7. *Fukushima T.* Post-Newtonian treatise on the rotational motion of a finite body // Relativity in celestial mechanics and astrometry.— Dordrecht : Reidel, 1986.— P. 35—40.
8. *Papapetrou A.* Spinning test-particles in general relativity // Proc. Roy. Soc. London A.— 1951.— **209**, N 1097.— P. 248—258.
9. *Thorne K. S., Hartle J. B.* Laws of motion and precession for black holes and other bodies // Phys. Rev. D.— Particles and Fields.— 1985.— **31**, N 8.— P. 1815—1837.
10. *Tulczyjew B., Tulczyjew W.* On multipole formalism in general relativity // Recent developments in general relativity.— Pergamon Press, 1962.— P. 465—480.

Ин-т теорет. астрономии АН СССР,
Ленинград

Поступила в редакцию
19.05.86

РЕФЕРАТЫ ПРЕПРИНТОВ

УДК 524-4

УДАРНО-ВЕТРОВОЙ МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ОБОЛОЧЕЧНОЙ СТРУКТУРЫ В NGC 5128. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ / Гнатык Б. И., Кроль В. А.

(Препринт / АН УССР. Ин-т теорет. физики; ИТФ-87-46Р)

Показано, что ударно-ветровой механизм при приемлемых значениях характеризующих его параметров может обеспечить необходимую для формирования оболочечной структуры динамику межзвездного газа, выметенного галактическим ветром от активного ядра, на примере галактики NGC 5128. Периодически повторяющийся процесс звездообразования в газовой оболочке, возникшей в результате взаимодействия галактического ветра с межзвездной средой, а также рекуррентная активность ядра приводят к формированию системы оболочек из звезд, наблюдаемой в NGC 5128. Численные расчеты вариантов динамики оболочки проведены для различных моделей профилей газа и звезд в выбранной галактике.

УДК 524.358

СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ ЗВЕЗД ТИПА ВОЛЬФА—РАЙЕ / Марченко С. В.

(Препринт / АН УССР. Ин-т теорет. физики; ИТФ-87-55Р)

Приведены результаты измерений эквивалентных ширин (W_λ) шести звезд типа Вольфа — Райе по данным наблюдений в 1984—1985 гг. У звезд HD 193 077, HD 192 641 переменность W_λ носит эпизодический характер. У HD 192 103 обнаружены незначительные вариации W_λ от ночи к ночи. HD 191 765 демонстрирует высокий уровень активности. Обнаружены взаимосвязанные изменения W_λ нескольких эмиссионных линий с характерным временем около 1 ч. В 1984 г. у HD 191 765 найден период $P = 1.74 \pm 0.39^d$ по изменениям трех линий. Предложена интерпретация наблюдений затменно-двойной звезды HD 193 576 в предположении о существовании в системе общей разреженной газовой оболочки.